

Frankfurt am M. 1/1

Hermann Kann.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545305_0020

Untersuchung der Niveaus von ^{23}Ne bis 3 MeV Anregungsenergie

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Johann Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
Hermann Nann
aus Köln

Frankfurt am Main, 1968

(Mit Genehmigung der Fakultät zum Druck gekürzt. Ein Exemplar der ungekürzten Arbeit liegt in der Senckenbergischen Bibliothek der Universität vor.)

Dekan	Professor Dr. W. Martienssen
Erster Berichterstatter	Professor Dr. E. Schopper
Zweiter Berichterstatter	Priv. Doz. Dr. R. Bass

Tag der mündlichen Prüfung	14. Dezember 1967
----------------------------	-------------------



I. Einleitung

Die Struktur verschiedener Atomkerne ungerader Massenzahl mit N oder Z gleich 13 - In diesem Massenbereich ($A = N + Z \approx 25$) existieren statisch deformierte Kerne - ist mit unterschiedlichem Erfolg im Rahmen des Nilsson-Modells (^{25}Mg , ^{25}Al /1/) und des "Excited-Core"-Modells (^{27}Al /2, 3/) beschrieben worden. Für den ebenfalls zu dieser Gruppe gehörenden Kern ^{23}Ne ($N = 13$) ist die Kenntnis der spektroskopischen Parameter noch zu lückenhaft, um zu entscheiden, welches Kernmodell für eine näherungsweise Beschreibung zweckmäßig ist.

Über ^{23}Ne ist bisher folgendes bekannt (Abb. 1) : Freeman /4/ stellte die Anregungsenergien von 17 Niveaus bis $E_x = 5.25$ MeV über die Reaktion $^{22}\text{Ne}(n,p)^{23}\text{Ne}$ fest. Winkelverteilungen der bei derselben Reaktion emittierten Protonengruppen p_0 bis p_9 wurden von Pullen, Sperduto und Kashy /5/ sowie von Lutz et al. /6/ gemessen und daraus mit Hilfe von DWBA Analysen Bahndrehimpulswerte des eingefangenen Neutrons und spektroskopische Faktoren ermittelt. Von Bass und Saleh /7/ wurden Proton-Gamma Koinzidenzmessungen an der Reaktion $^{23}\text{Na}(n,p\gamma)^{23}\text{Ne}$ durchgeführt und der γ -Zerfall der Zustände von ^{23}Ne bis 4 MeV Anregungsenergie untersucht. Howard et al. /8/ konnten aus Proton- γ -Winkelkorrelationsmessungen bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(d,p\gamma)^{23}\text{Ne}$ Aussagen über mögliche Spinwerte von ^{23}Ne erhalten.

Freeman /1/, Howard et al. /8/ und Lutz et al. /6/ haben versucht, das Niveauschema von ^{23}Ne unter Zugrundelegung der ihnen bekannten spektroskopischen Informationen nach dem Nilsson-Modell zu beschreiben. Ihre Interpretationen stoßen jedoch bei der Erklärung verschiedener experimenteller Befunde auf Schwierigkeiten, wie in Abschnitt V genauer diskutiert wird.

Die vorliegende Arbeit hatte das Ziel, weitere experimentelle Informationen über den Kern ^{23}Ne zu gewinnen. Dazu wurden bei verschiedenen Einschüßenergien zwischen 4 und

6 MeV nochmals die Winkelverteilungen der Protonen bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(d,p)^{23}\text{Ne}$ gemessen und mit einer DWBA-Analyse spektroskopische Faktoren ermittelt. Ferner konnten aus Messungen von Anregungsfunktionen und Winkelkorrelationen bei der Reaktion $^{23}\text{Na}(n,p\gamma)^{23}\text{Ne}$ mit Hilfe einer verallgemeinerten Hauser-Feshbach-Analyse mögliche Spin-Zuordnungen für die Zustände bei 1,70 und 2,52 MeV abgeleitet werden.

Unter Verwendung der in dieser Arbeit hinzugewonnenen spektroskopischen Informationen über ^{23}Ne wurde die Anwendbarkeit der oben genannten Kernmodelle zur Beschreibung des Kerns ^{23}Ne untersucht.

II. Untersuchung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(d,p)^{23}\text{Ne}$

II.1 Experimentelle Anordnung

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 2 schematisch dargestellt. Der Deuteronenstrahl des Frankfurter 5.5 MeV Van-de-Graaff-Beschleunigers tritt durch einen Kollimator in die Streukammer ein und trifft dort auf ein Gastarget, das im Zentrum der Kammer angebracht ist. Nach dem Durchgang durch das Gastarget wird der Strahl in einem Faradaykäfig gestoppt. Die dort gesammelte Ladung wird mit einem Stromintegrator gemessen.

Als Gastarget diente auf 99,9 % angereichertes ^{22}Ne in einer zylinderförmigen Gaszelle mit einem Durchmesser von 4,0 cm, die mit einer $2,2 \text{ mg/cm}^2$ dicken Nickelfolie vom Vakuum der Streukammer getrennt war. Das Fenster in der Gaszelle, durch das der Primärstrahl durch die Zelle und die Reaktionsprodukte aus der Gaszelle zu den Teilchendetektoren gelangen, erstreckt sich über einen Winkelbereich von 220° . Vor jedem Experiment wurde das ganze Gastargetsystem mehrere Stunden evakuiert, um Verunreinigungen, die in den Wänden des Systems adsorbiert waren, zu entfernen.

Verunreinigungen, die während des Experiments in das Gas-system gelangten, absorbierte auf -77°C gekühlte Aktivkohle. Der Gasdruck in der Zelle betrug bei allen durchgeführten Messungen 62 torr.

Die Reaktionsprodukte wurden mit selbst hergestellten Silizium-Grenzschichtzählern registriert. Die effektive Feldzonendicke der Zähler betrug 900 bis 1000 μm , was etwa der Reichweite von Protonen der Energie 10 bis 11 MeV in Silizium entspricht. Die Detektoren und die vor ihnen befindlichen Kollimatorsysteme (Abb. 2) waren auf einer Sektorplatte montiert, die um eine Achse senkrecht zur Richtung des einfallenden Primärstrahls gedreht werden konnte. Die Kollimatoren vor den Detektoren bestanden aus je 2 Blenden von 3 mm Durchmesser, die im Abstand von 12.1 bzw. 4.6 cm vom Zentrum des Gastargets befestigt waren.

Da die Q-Werte der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\text{d},\text{p})^{23}\text{Ne}$ und $^{22}\text{Ne}(\text{d},\alpha)^{20}\text{F}$ fast gleich groß sind ($Q = + 2.968 \text{ MeV}$ bzw. $Q = + 2.699 \text{ MeV}$ /9/), wurden ca. 0.32 mg/cm^2 dicke Aluminiumfolien als Absorber vor den Detektoren angebracht, um die von der (d,α) Reaktion herrührenden α -Teilchen soweit abzubremesen, daß sie von den Detektoren außerhalb des interessierenden Bereichs des Protonenspektrum registriert wurden.

II.2 Messungen und Ergebnisse

Mit der eben beschriebenen Anordnung wurde die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\text{d},\text{p})^{23}\text{Ne}$ in einem Winkelbereich von 20° bis 165° bei Einschußenergien zwischen 4.0 und 6.0 MeV gemessen. Ein typisches Protonenspektrum ist in Abb. 3 dargestellt.

Abb. 4 zeigt die Winkelverteilungen der Protonengruppen p_0 bis p_4 bei einer Einschußenergie von 5.82 MeV. Die Punkte sind die experimentellen Wirkungsquerschnitte, die ausgezogenen Linien sind die von der DWBA-Theorie vorhergesagten Kurven.

Der relative Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte, der sich aus dem statistischen Fehler, dem Auswertfehler und einem Fehler bei der Berechnung des sog. "Geometriefaktors" (Produkt aus effektiver Targetdicke und Raumwinkel) der Kollimatorsysteme zusammensetzt, liegt zwischen 5 und 15 %. Diese Fehler wurden in den Fehlerbalken berücksichtigt. Der Fehler für die Umrechnung der relativen Wirkungsquerschnitte in Absolutwerte setzt sich aus dem Fehler bei der Bestimmung des Drucks und der Temperatur in der Gaszelle und dem Fehler der Messung des in die Gaszelle einfallenden Teilchenstroms zusammen. Insgesamt liegt der Fehler des absoluten Wirkungsquerschnitts zwischen 15 und 25 %.

II.3 DWBA-Analyse

Die Winkelverteilungen der Protonengruppen p_0 , p_1 und p_4 zeigen ein charakteristisches "Stripping-Verhalten". Es lassen sich die Bahndrehimpulswerte $l_n = 2,0$ bzw. 2 ablesen. Die Winkelverteilungen der Protonengruppen p_2 und p_3 dagegen zeigen diese charakteristische Struktur nicht, so daß sie nicht durch DWBA-Rechnungen reproduziert werden konnten. Dies und die geringe Intensität der beiden Protonengruppen weisen darauf hin, daß die zugehörigen Restkernzustände durch den einfachen Stripping-Mechanismus nur schwach anregbar sind und daß kompliziertere Reaktionsmechanismen merklich beteiligt sein müssen. Wie die Abb. 4 zeigt, enthalten beide Übergänge wahrscheinlich schwache Anteile, bei denen das Neutron mit dem Bahndrehimpuls $l_n = 2$ eingebaut wird.

Zur Analyse der Protonenübergänge mit charakteristischen "Stripping-Verhalten" (p_0 , p_1 und p_4) und zur Ermittlung von spektroskopischen Faktoren wurden DWBA-Winkelverteilungen mit dem Rechenprogramm "TSally" von Bassel, Drisko und Satchler /10/ auf der Rechenanlage IBM 7090/94 des Deutschen Rechenzentrums in Darmstadt berechnet. Dabei wurden lokale, spinunabhängige optische Potentiale für Deuteronen und Protonen verwendet, die sich aus einem Coulombanteil $V_c(r, r_c)$ und einem komplexen Streupotential zusammensetzten:

$$(1) \quad U(r) = \frac{V}{1+e^x} + iW \frac{d}{dx'} \frac{1}{1+e^{x'}} + V_c(r, r_c)$$

In Gleichung (1) ist $x = (r-r_o \cdot A^{1/3})/a$, $x' = (r-r'_o \cdot A^{1/3})/a'$ und $r_c = r_{oc} A^{1/3}$. Die zur Rechnung benutzten Parameter der optischen Potentiale sind in Tabelle 1 zusammengestellt; sie wurden bereits veröffentlichten Parametersätzen für benachbarte Kerne /19, 32, 33/ entnommen, da keine Daten der elastischen Streuung am jeweiligen Kern verfügbar waren. In Abb. 4 werden die bei $E_d = 5.82$ MeV gemessenen Winkelverteilungen mit den nach dem "DWBA-Code" TSally berechneten verglichen.

Tabelle 1: Parameter der optischen Potentiale

	V(MeV)	W(MeV)	r_o (fm)	r'_o (fm)	a(fm)	a'(fm)	r_{oc} (fm)
d	110	19	1.4	1.4	0.75	0.65	1.3
p	55	11	1.2	1.25	0.65	0.47	1.2

Um Werte für die spektroskopischen Faktoren S_{1j} zu ermitteln, wurde folgende Beziehung zwischen dem gemessenen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ und dem nach "TSally" berechneten Querschnitt $\sigma(l_n, Q, E_d, \theta)$ benutzt:

$$(2) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = 1.50 \frac{(2I_f+1)}{(2I_i+1)} S_{1j} \sigma(l_n, Q, E_d, \theta)$$

Dabei sind I_i und I_f die Spins des Grundzustandes des Targetkerns bzw. des Restkernniveaus; j ist der Gesamtdrehimpuls des eingefangenen Neutrons. Da im allgemeinen I_f unbekannt ist, können nur Werte $(2I_f+1) \cdot S_{1j}$ angegeben werden (Tabelle 2).

Tabelle 2: Spektroskopische Faktoren

E_x (MeV) (^{23}Ne)	l_n	$(2j+1)S_{lj}$		
		exp.		theoret.
		5.82 MeV	4.81 MeV ($\eta = 2$)	
0	2	1.4	1.3	2.0
1.02	0	1.1	1.2	1.2
1.70	-	-	-	-
1.83	(2)	<0.05	<0.05	-
2.31	2	0.40	0.45	0.52
2.52	-	-	-	-

Die Gegenüberstellung der bei $E_d = 5.82$ MeV und bei $E_d = 4.81$ MeV ermittelten spektroskopischen Faktoren - Bei der Berechnung der DWBA-Kurven wurden dieselben optischen Parameter benutzt - ergibt, daß die gewonnenen spektroskopischen Faktoren praktisch energieunabhängig sind. Diese Feststellung erscheint von Bedeutung ungeachtet der aus dem Näherungscharakter der DWBA-Analyse folgenden Unsicherheit in Absolutwert der spektroskopischen Faktoren, die hier etwa innerhalb eines Faktors 2 liegen dürfte. Die hier gewonnenen spektroskopischen Faktoren stehen mit den von Lutz et al. /6/ ermittelten in Einklang.

Für die Übergänge mit starkem "Stripping-Verhalten" erscheint eine Vernachlässigung der Beiträge des Compoundkernmechanismus gerechtfertigt. Dies ergibt sich aus folgenden Beobachtungen, die angesichts der vielen beim Zerfall des Compoundkerns offenen Neutronenkanäle (Q-Wert der Reaktion $^{22}\text{Ne}(d,n)^{23}\text{Na}$: + 6.568 MeV) plausibel sind:

1. Ein Vergleich mit der $^{22}\text{Ne}(d,\alpha)^{20}\text{F}$ Reaktion /11/ bei gleicher Einschußenergie zeigt, daß die differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion, die praktisch nur über den Compoundkernmechanismus abläuft, um etwa zwei Größenordnungen kleiner sind als die Wirkungsquerschnitte der "Stripping-Übergänge".

2. Die in den DWBA-Analysen bestimmten spektroskopischen Faktoren ändern sich wenig mit der Einschußenergie. Dieser Sachverhalt ergibt sich aus gemessenen Winkelverteilungen bei drei Einschußenergien im Bereich 4 - 6 MeV sowie aus gemessenen Anregungsfunktionen bei mehreren Winkeln, wo die Einschußenergie zwischen 5.00 und 5.84 MeV in 40 keV-Schritten geändert wurde.

III. Untersuchung der Reaktion $^{23}\text{Na}(n,p\gamma)^{23}\text{Ne}$

III.1 Experimentelle Methode

Die Untersuchung der Reaktion $^{23}\text{Na}(n,p\gamma)^{23}\text{Ne}$ wurde nach folgender Methode durchgeführt /12, 13/: Schnelle Neutronen im Energiebereich zwischen 8.0 und 9.0 MeV werden am Frankfurter 5.5 Van-de-Graaff-Beschleuniger mit Hilfe eines Deuterium-Gastargets über die Reaktion $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ erzeugt. Die Neutronen treffen auf einen etwa 54cm entfernten 1" x 1 1/2" NaJ(Tl)-Kristall, der als Target und als Teilchendetektor dient (siehe Abb.5). Ihm gegenüber steht senkrecht zur Einfallrichtung der Neutronen ein 3" x 3" NaJ(Tl)-Kristall zum Nachweis der γ -Strahlung, die von den im Targetkristall entstandenen angeregten Endkernen emittiert wird. Zwischen Neutronenquelle und γ -Detektor befindet sich eine Abschirmung aus Eisen, Blei und Lithiumkarbonat, um den Untergrund in diesem Zähler zu verkleinern. Der Neutronenfluß wurde mit einem Plastikszintillator von 3 mm Durchmesser und 3 mm Dicke, der unter 0° und etwa 8 cm vom Gastarget entfernt aufgestellt war, gemessen.

Im Pulshöhenspektrum des als Target und Teilchendetektor dienenden kleineren NaJ(Tl)-Kristalls sind die Protonen- und α -Gruppen der Reaktionen $^{23}\text{Na}(n,p)^{23}\text{Ne}$ und $^{23}\text{Na}(n,\alpha)^{20}\text{F}$ einem sehr hohen γ -Untergrund überlagert. Die γ -, p- und α -Ereignisse ließen sich weitgehend durch Pulsformdiskriminierung trennen /14/. Dabei war eine vollständige Trennung der Protonen und α -Teilchen-Ereignisse im allgemeinen nicht

möglich; die hieraus resultierenden Schwierigkeiten werden im Zusammenhang mit den Messungen diskutiert. Bei den Messungen der Anregungsfunktion der $^{23}\text{Na}(n,p\gamma)^{23}\text{Ne}$ Reaktion wurde das Proton-Gamma-Spektrum mit einem Zweiparameter-Impulshöhenanalysator aufgenommen, der die koinzidenten Gamma- und Protonenpulse in einer $256(\gamma) \times 16(p)$ -Kanäle Matrix speicherte. Die Koinzidenzbedingung für den Vielkanalanalysator wurde mit einer Schnell-Langsam-Koinzidenzanordnung hergestellt, deren langsames Eingangssignal von der Pulsformdiskriminierungsstufe geliefert wird (siehe Blockschaltbild in Abb.5).

Bei der Bestimmung der Winkelverteilungen der der (n,p) -Reaktion folgenden γ -Strahlung wurde mit zwei γ -Detektoren, die vom Target 15 cm entfernt aufgestellt waren, gleichzeitig gemessen. Mit einem Einkanal diskriminator wurde ein bestimmter Pulshöhenbereich des Protonenspektrums und damit ein bestimmter Anregungsbereich des Restkerns ^{23}Ne ausgewählt und als weitere langsame Koinzidenzbedingung hinzugenommen. Hierdurch erübrigte sich eine Zweiparameter-Analyse.

Der Neutronenfluß war bei allen Messungen dadurch begrenzt, daß die Pulsformdiskriminierungsstufe nur eine beschränkte Zählrate ohne Verschlechterung der Separierbarkeit von Gamma-, Protonen- und α -Teilchen-Ereignissen verarbeiten konnte. Dies ergab sehr lange Meßzeiten. Die Messung bei einem Energiepunkt der Anregungsfunktion dauerte etwa 9 Stunden. Vollständige Winkelverteilungen der emittierten γ -Strahlung konnten bei Meßzeiten zwischen 30 und 50 Stunden pro Winkeleinstellung nicht gemessen werden; daher wurde nur die Anisotropie der γ -Winkelverteilung durch gleichzeitiges Messen unter 30° und 90° relativ zur Einschußrichtung der Neutronen bestimmt.

III.2 Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{23}\text{Na}(n,p)^{23}\text{Ne}$ (1-4) wurden im Einschußenergiebereich $E_n = 8.0 \text{ (0.2) } 9.0 \text{ MeV}$ mit einer Energieunschärfe von etwa 0.18 bis 0.20 MeV gemessen. Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte erfolgte über eine

Messung der nach dem jeweiligen Teilchenübergang emittierten koinzidenten γ -Strahlung. Abb.6 zeigt einen Teil des Zweiparameter-Spektrums.

Aus Intensitätsgründen konnten nur die Grundzustandsübergänge der Anregungszustände 1-4, nicht aber des fünften angeregten Zustandes von ^{23}Ne bei 2.52 MeV ausgewertet werden. Eine Auswertung der vom Zerfall des 2.52 MeV Niveaus über das 1.83 MeV Niveau zum Grundzustand herrührenden γ -Linie der Energie 0.82 MeV war im allgemeinen nicht möglich, da infolge ungenügender Trennung der p- und α -Ereignisse in der Pulsformdiskriminierungsstufe eine aus der konkurrierenden $^{23}\text{Na}(n, \alpha_2)^{20}\text{F}$ Reaktion auftretende γ -Linie der Energie 0.83 MeV störte.

In Tab.3 sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte zusammengestellt.

Tabelle 3: Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion
 $^{23}\text{Na}(n, p)^{23}\text{Ne}$

E_n (MeV)	Wirkungsquerschnitte in mb			
	P_1	P_2	P_3	P_4
8.0	5.1 ± 1.0	7.7 ± 1.5	6.3 ± 1.5	2.0 ± 1.0
8.2	4.6 ± 1.0	10.2 ± 2.0	5.9 ± 1.5	3.5 ± 1.0
8.4	3.5 ± 1.0	7.7 ± 1.5	4.3 ± 1.0	2.3 ± 1.0
8.6	2.9 ± 1.0	6.5 ± 1.5	4.9 ± 1.0	2.9 ± 1.0
8.8	4.4 ± 1.0	11.1 ± 2.0	6.6 ± 1.5	3.6 ± 1.0
9.0	4.8 ± 1.0	11.3 ± 2.0	6.9 ± 1.5	4.8 ± 1.0

Bei ihrer Bestimmung wurden folgende Faktoren berücksichtigt: 1. Neutronenstreuung und -absorption an der Abschirmung des γ -Detektors, im Neutronendetektor und im Targetkristall. Dies ergibt eine Korrektur am gemessenen Neutronenfluß /12/. 2. Ansprechwahrscheinlichkeit des γ -Detektors sowie Selbstabsorption im Targetkristall /12/. 3. Korrektur für die Abweichung der γ -Winkelverteilung von der isotropen Verteilung. 4. Verzweigungsverhältnis der γ -Strahlung /7, 8/.

Das Verzweigungsverhältnis beim Zerfall des 2,52 MeV Niveaus von ^{23}Ne wurde aus einem Koinzidenzspektrum bei $E_n = 8.8$ MeV bestimmt. Der Zerfall erfolgt zu $(80 \pm 2)\%$ zum 1,70 MeV Niveau und zu $(20 \pm 2)\%$ zum Grundzustand. Dieses Ergebnis stimmt mit einer früheren Messung /7/ überein, ist jedoch mit kleinerem Fehler behaftet. Eine genaue Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses beim Zerfall des 2,31 MeV Niveaus war aus den Messungen dieser Arbeit nicht möglich; für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurden hier die Ergebnisse von Howard et al. /8/ verwendet. Die Fehler der gemessenen Wirkungsquerschnitte setzen sich aus den Ungenauigkeiten der eben genannten Korrekturen, aus möglichen Zählratenverlusten, aus Beiträgen der Zählerstatistik und aus den Unsicherheiten beim Abziehen des Untergrundes zusammen. Sie werden zwischen $\pm 15\%$ und $\pm 25\%$ absolut abgeschätzt.

Um Informationen über die Spinwerte der Endzustände zu erhalten, wurde eine modifizierte Hauser-Feshbach-Analyse /15/ durchgeführt. Diese Theorie beruht auf der Voraussetzung eines reinen Compoundkernmechanismus und liefert einen über viele Compoundkernzustände gemittelten Wirkungsquerschnitt. Für den Übergang vom Eingangskanal i zum Ausgangskanal f läßt sich der Wirkungsquerschnitt nach der Beziehung

$$(3) \quad \sigma_{if} = \frac{\pi \lambda_i^2}{(2I_i+1)(2i_i+1)} \sum_{J\pi} \left\{ \frac{(2J+1) T_i^{J\pi} T_f^{J\pi}}{\sum_k T_k^{J\pi}} \right\}$$

berechnen. Dabei sind I_i und i_i die Spinwerte des Targetkerns bzw. des einlaufenden Teilchens. Die $T_k^{J\pi}$ sind Transmissionskoeffizienten, die im Kanal k zu einem Compoundzustand mit dem Spin J und der Parität π führen. Die Summen im Nenner der Formel laufen über alle offenen Ausgangskanäle. Wegen der zahlreichen und im Detail nicht bekannten offenen Ausgangskanäle sind diese Summen nicht explizit berechenbar. Bei der hier untersuchten Reaktion $^{23}\text{Na}(n,p)^{23}\text{Ne}$ rührt der weitaus überwiegende Teil der Summen von Neutronenemission zu angeregten Zuständen des

Targetkerns her. Unter diesen Umständen kann man mit Hilfe eines einfachen Ansatzes für die Niveaudichte-Verteilung des Targetkerns die folgende Beziehung für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zweier Ausgangskanäle f und f' ableiten /12/.

$$(4) \quad \frac{\sigma_{if}}{\sigma_{if'}} = \frac{\sum_{J\pi} \exp \{CJ(J+1)\} T_i^{J\pi} T_f^{J\pi}}{\sum_{J\pi} \exp \{CJ(J+1)\} T_i^{J\pi} T_{f'}^{J\pi}}$$

Der darin auftretende Parameter C hängt mit dem "Spin-Abschneidefaktor" der oben genannten Niveaudichte-Verteilung zusammen und wird am besten empirisch aus dem Wirkungsquerschnittsverhältnis zweier Endzustände mit bekannten, möglichst stark verschiedenen Spins bestimmt. Hat man den Wert von C auf diese Weise gewonnen, so stellt Gl.(4) die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Spin des Endzustandes dar.

Bei den hier durchgeführten Analysen wurden stets relative Wirkungsquerschnitte, bezogen auf den Wirkungsquerschnitt der p_1 -Gruppe betrachtet, für die Spin und Parität des Endzustandes ($1/2^+$) bekannt sind. Die so reduzierten Wirkungsquerschnitte der p_2 - und p_3 -Gruppen sind in Abb. 7 in Abhängigkeit von der Energie dargestellt und mit Rechnungen nach Gl.(4) verglichen. Transmissionskoeffizienten für Neutronen und Protonen wurden einer Arbeit von Lindner /17/ entnommen, bzw. mit Hilfe des Rechenprogramms ABACUS /18/ aus optischen Potentialen /19/ berechnet. Spin und Parität des zweiten (1.70 MeV) und dritten (1.83 MeV) angeregten Niveaus von ^{23}Ne wurden zu $7/2^+$ (Abschnitt III.3) bzw. $3/2^+$ /8/ angenommen. Aus den Daten für die p_2 -Gruppe ergibt sich $C \approx 0.06$, während im Fall der p_3 -Gruppe weitgehend unabhängig vom Wert des Parameters C Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung erzielt wird. Abb. 8 zeigt die Analyse der p_4 -Gruppe mit dem oben bestimmten Wert $C \approx 0.06$. Hier wurde untersucht, welcher der beiden mit den Strippingdaten verträglichen Zuordnungen $3/2^+$ und $5/2^+$ zum 2.31 MeV Zustand von ^{23}Ne der Vorzug zu geben ist. Leider lassen sich in diesem Fall keine eindeutigen Schlüsse ziehen.

III.3 Anisotropie der γ -Strahlung

Die Messung der Anisotropie der der Protonenemission folgenden γ -Strahlung war aus Gründen der Intensität nur bei den Übergängen $1.70 \rightarrow 0$, $1.83 \rightarrow 0$ und $2.52 \rightarrow 1.70$ MeV möglich. Bei der zuletzt genannten Messung konnte durch besondere Sorgfalt bei der Justierung der Pulsformdiskriminierungsstufe und des Fensters im Teilchenspektrum eine praktisch vollständige Diskriminierung gegen störende α - γ -Ereignisse erzielt werden. Gemessen wurde bei Einschußenergien von 8.0, 8.4 und 8.8 MeV unter 30° und 90° relativ zur Einfallsrichtung der Neutronen. Die isotrope γ -Strahlung vom Zerfall des ersten angeregten Zustandes (1.02 MeV; $I^\pi = 1/2^+$) von ^{23}Ne diente zur Eichung des experimentellen Aufbaus. Die gemessenen γ -Anisotropien wurden nach Beziehungen von Satchler für Winkelkorrelationen bei Compoundkernreaktionen /21/ analysiert. Sie hängen empfindlich vom Verhältnis δ der Quadrupol- zur Dipolamplitude der Übergänge ab, für die hier die Phasenkonvention von Biedenharn und Rose /32/ verwendet wurde. Höhere Multipolordnungen spielen in den betrachteten Fällen keine Rolle.

In Abb.9 sind die berechneten Anisotropien $I(30^\circ)/I(90^\circ)$ für verschiedene Spinwerte und gerade Parität des Endkernzustandes als Funktion des Intensitätsanteils der Quadrupolstrahlung $\delta^2/(1+\delta^2)$ aufgetragen und den gemessenen gegenübergestellt. Die berechneten Werte ergeben für jede Spinzuordnung eine charakteristische ellipsenähnliche Kurve.

Die gemessenen Anisotropien und ihre Fehler sind als schraffierte Gebiete eingezeichnet. Beim Übergang $1.70 \rightarrow 0$ MeV sind Spinwerte $I < 7/2$ für das 1.70 MeV Niveau ausgeschlossen, ebenso reine Quadrupolstrahlung von einem Zustand mit $I = 9/2$. Vernachlässigt man im letzten Fall die Möglichkeit merklicher Oktupol-Beimischung, so bleibt nur die Zuordnung $I = 7/2$. Die im wesentlichen isotrope Strahlung des Übergangs $1.83 \rightarrow 0$ MeV ist (unter derselben Voraussetzung) mit allen Spinwerten $I \leq 7/2$ für das 1.83 MeV Niveau verträglich und daher

auch mit der von Howard et al. /8/ angegebenen Zuordnung $I = 3/2$. Diese Einschränkungen für die Spinwerte ergeben sich auch unter der Annahme ungerader Parität der emittierenden Zustände, die jedoch bei Berücksichtigung des Schalen- bzw. Nilsson-Modells und der Niveauschemata benachbarter Kerne als sehr unwahrscheinlich anzusehen ist. Die gemessene Anisotropie des $1.70 \rightarrow 0$ MeV Übergangs würde in diesem Fall die ungewöhnliche Multipolmischung $M2/E1$ erfordern. Spin und Parität des 1.70 MeV Niveaus sind daher mit hoher Wahrscheinlichkeit $7/2^+$. Mit diesem Ergebnis läßt sich auch der Übergang $2.52 \rightarrow 1.70$ MeV analysieren (Abb.9). Man erhält für das 2.52 MeV Niveau die möglichen Spinwerte $5/2$, $7/2$ und $9/2$.

Die mit den Messungen übereinstimmenden Spinzusammenordnungen und Mischungsparameter δ sind in Tabelle 4 gesammelt und den Ergebnissen von Howard et al. /8/ gegenübergestellt. Für diesen Vergleich wurden die in Ref. /8/ angegebenen Vorzeichen von δ geändert, da die dort und in dieser Arbeit benutzten Phasen-Konventionen sich im Vorzeichen unterscheiden /31/.

Tabelle 4: E2/M1 Mischungsverhältnisse beim γ -Zerfall der ersten angeregten Zustände von ^{23}Ne

Übergang $E_i \rightarrow E_f$ (MeV) (MeV)	I_i	I_f	E2/M1 Amplitudenverhältnis δ	
			diese Arbeit	Howard et al. /8/
1.70 $\rightarrow$ 0.0	7/2	5/2	-0,23 $\leq \delta \leq$ 0,01 oder -3,0 $\leq \delta \leq$ -2,0	-0,78 $\leq \delta \leq$ -0,05 oder -2,6 $\leq \delta \leq$ -1,2
1,83 $\rightarrow$ 0,0	3/2	5/2	$-\infty \leq \delta \leq 0$ oder $0 \leq \delta \leq 2,5$	$-\infty \leq \delta \leq +\infty$
	8/2	5/2	-0,58 $\leq \delta \leq$ -0,23 oder 3,0 $\leq \delta \leq \infty$	
	7/2	5/2	$0 \leq \delta \leq 0,23$ oder $\delta \sim \infty$	
2,52 $\rightarrow$ 1,70	5/2	7/2	0,15 $\leq \delta \leq$ 0,91 oder 1,53 $\leq \delta \leq \infty$	
	7/2	7/2	$-\infty \leq \delta \leq$ -0,91	
	9/2	7/2	-0,1 $\leq \delta \leq 0$ oder -7,1 $\leq \delta \leq$ -3,5	

Das Vorzeichen der Ergebnisse von Howard et al. /8/ ist der in dieser Arbeit benutzten Vorzeichenkonvention für das Amplitudenverhältnis δ angeglichen

IV. Interpretation des Niveauschemas von ^{23}Ne im Rahmen einfacher Modelle

Die gegenwärtig verfügbaren Informationen über Niveaus von ^{23}Ne unter 3 MeV Anregungsenergie sind in Abb. 1 und Tabelle 5 zusammengestellt. In der folgenden Diskussion wird unter Verwendung der Ergebnisse dieser Arbeit versucht, das Niveauschema von ^{23}Ne bis etwa 3 MeV Anregungsenergie nach dem Nilsson-Modell und nach dem "Excited-Core"-Modell zu beschreiben.

Tabelle 5: ^{23}Ne -Spinzuordnungen

E_x (MeV)	l_n	Spin- und Paritätswerte		Ref.
0.0	2	$(3/2^+ \text{ oder})$	$5/2^+$	(1), (3), (4)
1.02	0		$1/2^+$	(1), (3), (4)
1.70	-		$7/2^+$	(1)
1.83	(2)		$3/2^{(+)}$	(1), (2)
2.31	2	$3/2^+ \text{ oder}$	$5/2^+$	(1), (2), (3)
2.52	-		$\geq 5/2$	(1)

(1) diese Arbeit, (2) /8/, (3) /5/, (4) /20/

IV.1 Nilsson-Modell

Das Einteilchen Nilsson-Modell /22, 23/ beschreibt die niedrig liegenden Energieniveaus von deformierten Atomkernen mit ungerader Massenzahl durch starke Ankopplung eines einzelnen Nukleons an einen achsialsymmetrischen Rumpf, der durch einen Deformationsparameter η und ein Trägheitsmoment J charakterisiert wird. Auf jeden Einteilchenzustand baut sich eine Rotationsbande auf, deren Energieterme durch die folgende Gleichung beschrieben werden:

$$(5) \quad E_K(I) = \hbar^2/(2J) \{I(I+1) + (-1)^{I+1/2} a(I+1/2) \delta(K, 1/2)\},$$

die der Energie der inneren Bewegung des äußeren Teilchens überlagert ist. Dabei ist a der sog. "Entkopplungsparameter".

$$(6) \quad a = - \sum_j |C_{1j}^\alpha|^2 (j+1/2) (-1)^{j+1/2}$$

Die C_{1j}^α sind die Koeffizienten der Entwicklung der Eigenfunktionen des deformierten Potentials nach denen des isotropen harmonischen Oszillators und können aus publizierten Tabellen berechnet werden /23, 24/. $|C_{1j}^\alpha|^2$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der sich auf einer gegebenen Nilssonbahn α das äußere Nukleon mit dem Bahndrehimpuls 1 und dem Gesamtdrehimpuls j befindet.

Wendet man das Nilsson-Modell auf ^{23}Ne an (hierzu siehe Abb.10), so lassen sich der Grundzustand ($J^\pi = 5/2^+$) und der 1.02 MeV Zustand ($J^\pi = 1/2^+$) als Basis-Zustände von Rotationsbanden mit $K = 5/2$ (Nilssonbahn Nr. 5) und $K = 1/2$ (Nilssonbahn Nr. 9) identifizieren. Für den spektroskopischen Faktor S_{1j} eines Übergangs, bei dem zum Targetkern ein Nukleon mit den Drehimpuls-Quantenzahlen 1, j hinzugefügt und ein Zustand der Nilssonbahn α erreicht wird, gilt nach Satchler /25/:

$$(7) \quad (2I_f + 1) S_{1j} = 2 S_{\text{intr.}} |C_{1j}^\alpha|^2$$

Hierbei ist $S_{\text{intr.}}$ der innere spektroskopische Faktor; i.a. wird $S_{\text{intr.}} = 1$ angenommen. Die Größe $(2I_f+1)S_{1j}$ für den Grundzustandsübergang bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(d,p)^{23}\text{Ne}$ ist dann 2, und zwar unabhängig von der Deformation η von ungefähr gleich 2 schließen. Dies wiederum legt den Entkopplungsparameter a für die Nilssonbahn Nr. 9 fest; a ist ungefähr gleich + 0.5.

Die Niveaus bei 1.70 ($7/2^+$) und 1.83 ($3/2^+$) MeV zerfallen beide nur zum Grundzustand und werden durch "Stripping" nicht oder nur schwach angeregt. Dieses Verhalten erwartet man für den $I = 7/2$ Zustand der auf dem Grundzustand aufgebauten Rotationsbande mit $K = 5/2$. Der 1.83 MeV Zustand läßt sich durch Rumpfanregung beschreiben, und zwar mit zwei Neutronen in der Nilssonbahn Nr. 5 und einem "Neutronenloch" in der Bahn Nr. 7 relativ zum Grundzustand von ^{22}Ne ($I = K = 3/2$). Diese Konfiguration wird für $\eta \approx 2$ bei relativ niedriger Anregungsenergie erwartet und besitzt die oben genannten experimentellen Eigen-

schaften. Die Anregung des 2,31 MeV Niveaus durch "Stripping" mit $l_n = 2$ legt es nahe, diesen Zustand als den $I = 3/2$ Term der auf Nilssonbahn Nr. 9 aufgebauten Rotationsbande ($K = 1/2$) zu interpretieren. Der starke Anteil des Zerfalls dieses Niveaus zum 1,83 MeV Niveau könnte von einer Beimischung der "Lochbande" mit $K = 3/2$ (Nilssonbahn Nr. 7) herrühren. Das 2,52 MeV Niveau, das kein "Stripping-Verhalten" bei seiner Bildung über die $^{22}\text{Ne}(d,p)^{23}\text{Ne}$ Reaktion zeigt, entspricht dann wahrscheinlich dem $I = 5/2$ Zustand der auf dem 1,83 MeV Niveau aufgebauten $K = 3/2$ Rotationsbande. Die nach Gl.(7) berechneten spektroskopischen Faktoren sind in Tabelle 2 den gemessenen gegenübergestellt. In Abb.10 sind unter jeder Bande Bandenparameter angegeben. Die "Lochbande" wird dabei formal genau wie die "Teilchenbanden" beschrieben; es ist jedoch zu beachten, daß ein anderer Rumpf vorliegt. Der Parameter $A = \kappa^2/(2J)$ ist für die einzelnen Banden verschieden. Dies weist auf verschiedene effektive Trägheitsmomente und damit auf verschiedene Gleichgewichtsdeformationen hin. Die Größe und Fluktuation der Parameter liegt im Rahmen der Befunde bei benachbarten Kernen.

IV.2 "Excited-Core"-Modell

Das "Excited-Core"-Modell /26, 27/ beschreibt das Niveauschema von Kernen ungerader Massenzahl durch schwache Ankopplung eines Teilchens oder "Lochs" an die Zustände eines g-g-Rumpfes mit sphärischer Gleichgewichtsform. Verschiedene Eigenschaften des Korns $^{27}\text{Al}(Z = 13)$ sind mit einigem Erfolg im Rahmen dieses Modells interpretiert worden (2, 3/. Wendet man dieses Modell auf den Kern ^{23}Ne an, so ist als Rumpf ^{24}Ne zu wählen, da der Kern ^{22}Ne deformiert ist /28/. Die Annahme der Kern ^{24}Ne sei im Grundzustand praktisch sphärisch, stützt sich einmal auf die verhältnismäßig hohe Anregungsenergie von 1,99 MeV des ersten angeregten Zustands /29, 30/, zum anderen wird sie durch die Annahme einer voll besetzten ($1d\ 5/2$) Neutronenschale plausibel. Durch Ankoppeln eines ($1d\ 5/2$) Neutronenlochs an den Grundzustand (0^+) und den ersten angeregten Zustand (2^+) des ^{24}Ne -Rumpfes erhält man in nullter Näherung einen Zustand

mit $I^\pi = 5/2^+$, der im wesentlichen mit dem Grundzustand von ^{23}Ne identifiziert werden kann, sowie ein entartetes Multiplett angeregter Zustände mit $I^\pi = 1/2^+, 3/2^+, 5/2^+, 7/2^+$ und $9/2^+$. Die Loch-Rumpf-Wechselwirkung bewirkt eine Aufspaltung des Multipletts sowie eine Mischung der beiden $I = 5/2$ Konfigurationen. In erster Näherung bleibt jedoch der Schwerpunkt des Multipletts erhalten und liegt gerade um die Anregungsenergie des 2^+ Zustandes in ^{24}Ne über dem Grundzustand von ^{23}Ne . Die experimentellen Daten legen es nahe, die in Abb. 11 dargestellte Zuordnung vorzunehmen. Dabei ist die Schwerpunktsbedingung recht gut erfüllt.

Aus der "Stripping-Analyse" erhält man Informationen über den Einteilchen-Charakter der Restkernzustände relativ zum Targetkern und damit über die "mikroskopische" Struktur der beteiligten Zustände, jedoch nicht unmittelbar über die Anwendbarkeit des hier behandelten "makroskopischen" Modells. Wendet man in der oben geschilderten Weise das "Excited-Core"-Modell auf ^{23}Ne an, so kann aus dem beobachteten $l_n = 0$ "Stripping-Übergang" zum 1.02 MeV Niveau und dem Fehlen eines "Stripping-Übergangs" zum 1.83 MeV Niveau auf das Vorhandensein einer $(1d5/2)^{-1} (2s1/2)^1$ Komponenten und das Fehlen einer $(1d5/2)^{-1} (1d3/2)^1$ Komponenten in der Neutronenkonfiguration des 2^+ Zustandes in ^{24}Ne geschlossen werden.

Die spektroskopischen Faktoren der beiden $l_n = 2$ "Stripping-Übergänge" bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(d,p)^{23}\text{Ne}$ hängen wesentlich von der Konfigurationsmischung in diesen beiden Zuständen ab. Bezeichnet man mit $|J_c j, J\rangle$ die ungestörten Zustände, wobei J_c der Drehimpuls des Rumpfes, j der Drehimpuls des "Lochs" und J der aus der Kopplung des "Lochs" an den Rumpf resultierenden Gesamtdrehimpuls ist, so läßt sich der Grundzustand $\psi_{g.s.} (5/2)$ und der 2.31 MeV Zustand $\psi_{ex.} (5/2)$ schreiben

$$\psi_{g.s.} (5/2) = \sqrt{1-A^2} |0 \ 5/2, \ 5/2\rangle + A |2 \ 5/2, \ 5/2\rangle$$

$$\psi_{ex.} (5/2) = A |0 \ 5/2, \ 5/2\rangle - \sqrt{1-A^2} |2 \ 5/2, \ 5/2\rangle .$$

Dabei ist A der Mischungskoeffizient. Das Verhältnis der spektroskopischen Faktoren dieser beiden Zustände ist in obiger Schreibweise

$$\frac{S(5/2)}{S(5/2)} = \frac{1 - A^2}{A^2}$$

Aus dem experimentellen Verhältnis folgt $A \approx 0,2$. Dem entspricht ein gegenüber der Vorhersage des Nilsson-Modells (ohne Bandenmischung) um 20 % reduzierter spektroskopischer Faktor für den Grundzustandsübergang, was zu einer etwas besseren Übereinstimmung mit dem Experiment führt.

Der γ -Zerfall des 2,52 MeV Niveaus wird in diesem Modell qualitativ richtig vorhergesagt. Man erwartet bevorzugt den Übergang $2,52 \rightarrow 1,70$ MeV durch M1-Strahlung in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten (Abb.9, Tab.4). Schwierigkeiten bereitet dagegen der Zerfall des 2,31 MeV Niveaus, insbesondere das Fehlen des Übergangs $2,31 \rightarrow 1,70$ MeV und die Existenz des Übergangs $2,31 \rightarrow 1,02$ MeV.

V. Diskussion

Deutungen des Niveauschemas von ^{23}Ne im Rahmen des Nilsson-Modells wurden von Howard et al. /8/ und Lutz /6/ versucht. Howard et al. stützen sich im wesentlichen auf die Daten des γ -Zerfalls der bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(d,p)^{23}\text{Ne}$ gebildeten Endkernniveaus und ordnen den Zuständen bis 3 MeV Anregungsenergie zwei Rotationsbanden mit $K = 5/2$ (Nilssonbahn Nr. 5; 0,0 MeV: $5/2^+$, 1,70 MeV: $7/2^+$, 2,52 MeV: $9/2^+$) und $K = 1/2$ (Nilssonbahn Nr. 9; 1,02 MeV: $1/2^+$, 1,83 MeV: $3/2^+$, 2,31 MeV: $5/2^+$) zu. Gegen diese Interpretation spricht das Fehlen eines "Stripping-Übergangs" zum 1,83 MeV Niveau, die Abwesenheit einer γ -Zerfallskomponenten vom 1,83 MeV Zustand in das 1,02 MeV Niveau und die Lage des $9/2^+$ Zustandes der $K = 5/2$ Bande. Ihre Deutung weicht bei den 1,83, 2,31 und 2,52 MeV Niveaus von der hier vorgeschlagenen ab.

Lutz et al. versuchen unter weitgehendem Verzicht auf Anpassung an die experimentellen Daten, das Niveauschema von ^{23}Ne aus dem Nilsson-Modell (einschließlich Bandenmischung) zu berechnen. Bis 3 MeV Anregungsenergie ergeben sich die

gleichen Banden wie hier (aufgebaut auf den Nilssonbahnen $5, 9, 7^{-1} 5^2$); allerdings stimmt weder die Zahl noch - größtenteils - die energetische Lage der Niveaus mit den experimentell gefundenen überein. Ein Vergleich der experimentell bestimmten spektroskopischen Faktoren mit den berechneten führt auf Diskrepanzen. Der als mögliche Ausweg vorgeschlagene Dublett-Charakter des 1.02 MeV Zustandes steht im Widerspruch zu den bei der Reaktion $^{23}\text{Na}(n,p)^{23}\text{Ne}$ erhaltenen Wirkungsquerschnitten.

Mit den gegenwärtig verfügbaren Informationen über die Niveaus von ^{23}Ne bis etwa 3 MeV Anregungsenergie wurde versucht, das Niveauschema von ^{23}Ne entweder nach dem Nilsson-Modell oder nach dem "Excited-Core"-Modell zu interpretieren. Obwohl beiden Modellen eine verschiedene physikalische Konfiguration zugrunde liegt, war es bei geeigneter Parameterwahl möglich, einen Teil der experimentellen Informationen im Rahmen beider Modelle wiederzugeben. Beide Modelle stimmen jedoch in der Aussage überein, daß eine vielleicht vorhandene Deformation kleiner als bei den Kernen ^{25}Mg und ^{25}Al sein muß.

Soweit von den beiden Modellen Vorhersagen über die spektroskopischen Faktoren gemacht werden, so liegen diese innerhalb der Fehlergrenzen der experimentellen Werte. Eine Interpretation der Verzweigungsverhältnisse beim γ -Zerfall der 2.31 MeV und 2.52 MeV Zustände stößt bei beiden Modellen auf gewisse Schwierigkeiten. Das Verzweigungsverhältnis des γ -Zerfalls des 2.31 MeV Niveaus ist nach dem Nilsson-Modell plausibel, nicht aber nach dem "Excited-Core"-Modell, während das Verzweigungsverhältnis des 2.52 MeV Niveaus gut vom "Excited-Core"-Modell, nicht aber vom Nilsson-Modell wiedergegeben wird.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen beiden Modellen besteht hinsichtlich ihrer Vorhersage für die Spinwerte der 2.31 MeV und 2.52 MeV Zustände. Das Nilsson-Modell ergibt für diese beiden Niveaus die Werte $3/2^+$ bzw. $5/2^+$, während das "Excited-Core"-Modell die Werte $5/2^+$ bzw. $9/2^+$ voraussagt. Da diese Spinwerte bis jetzt noch nicht eindeutig bestimmt werden konnten, ist eine Entscheidung zugunsten eines der beiden Modelle noch nicht möglich.

Literatur

- /1/ A.E. Litherland, A. McManus, E.B. Paul, D.A. Bromley and H.E. Gove, Can. J. Phys. 36, 378 (1958)
- /2/ G.M. Crawley and G.R. Garvey; Phys. Lett. 19, 228 (1965)
- /3/ V.K. Thankappan; Phys. Rev. 141, 957 (1966)
- /4/ J.M. Freeman, Phys. Rev. 120, 1436 (1960)
- /5/ D.J. Pullen, A. Sperduto and E. Kashy; Bull Am. Phys. Soc. II, 10, 38 (1965)
- /6/ H.F. Lutz, J.J. Wesolowski, L.F. Hansen, S.F. Eccles; Nucl. Phys. A 95, 591 (1967)
- /7/ R. Bass and F.M. Saleh; Proc. Int. Conf. on the Study of Nucl. Structure^e with Neutrons, Antwerpen 1965, p. 41
- /8/ A.J. Howard, J.P. Allen, D.A. Bromley, J.W. Olness and E.K. Warburton; Phys. Rev. 154, 1067 (1967); private Mitteilung von E.K. Warburton and A.J. Howard
- /9/ F. Ajzenberg-Selove and R. Lauritzen; Nucl. Phys. 11, 1 (1959)
- /10/ R.H. Bassel, R.M. Drisko and G.R. Satchler; ORNL-3240, 1962, unveröffentlicht
- /11/ V. Eisele, Diplomarbeit, Frankfurt/M, 1967
- /12/ R. Bass; Laborbericht IKF-13, Frankfurt/M, 1965 unveröffentlicht
- /13/ R. Bass and F.M. Saleh-Bass; Nucl. Phys. A 95, 38 (1967)
- /14/ R. Bass, W. Kessel and G. Majoni; Nucl. Instr. Methods 30, 237 (1964); 34, 169 (1965)
- /15/ W. Hauser and H. Feshbach; Phys. Rev. 87, 366 (1952)
- /16/ L.C. Biedenharn and M.E. Rose; Rev. Mod. Phys. 25, 729 (1953)
- /17/ A. Lindner, Laborbericht IKF-17, Frankfurt/M, 1966, unveröffentlicht
- /18/ E.H. Auerbach, BNL-6562 (1962)
- /19/ E.G. Perey; Phys. Rev. 131, 745 (1963)
- /20/ D.B. Fossan, R.E. McDonald and L.F. Chase, Jr.; Phys. Rev. 141, 1018 (1966)
- /21/ R. Satchler; Phys. Rev. 94, 1304 (1954); 104, 1198 (1956)

- /22/ A. Bohr; Kgl. Danske Videnskab. Selskab;
Math.-Fys.Medd. 26, 14 (1952)
- /23/ S.G. Nilsson, Kg. Danske Videnskab. Selskab,
Math.Fys.Medd. 29, 16 (1955)
- /24/ B.E. Chi, Nucl. Phys. 83, 97 (1966)
- /25/ R. Satchler; Ann. Phys. 3, 275 (1958)
- /26/ R.D. Lawson and I.L. Uretsky; Phys. Rev. 108, 1300
(1957)
- /27/ A. de-Shalit; Phys. Rev. 122, 1530 (1961)
- /28/ P.H. Stelson and L. Grodzins; Nucl. Data A 1, 21 (1965)
- /29/ M.G. Silbert and N. Jarmie; Phys. Rev. 123, 221 (1961)
- /30/ J.A. Becker, private Mitteilung
- /31/ H.J. Rose and D.M. Brink; Rev. Mod. Phys. 39, 306 (1967)
- /32/ W.R. Smith and E.V. Ivash; Phys. Rev. 131, 304 (1963)
- /33/ C.M. Perey and F.G. Perey; Phys. Rev. 152, 923 (1966)

Dem Direktor des Instituts für Kernphysik der Universität Frankfurt/M., Herrn Professor Dr. Erwin Schopper, danke ich für die großzügige Arbeitsmöglichkeit an seinem Institut.

Herrn Priv. Doz. Dr. Reiner Bass bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele wertvolle Diskussionen sehr dankbar.

Frau Dr. F. Bass und Herr Dr. K. O. Groeneveld haben mich in dankenswerter Weise bei meinen Messungen unterstützt und durch zahlreiche Diskussionen zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Frau G. Heckert danke ich sehr für ihre Hilfe bei der Auswertung von Meßdaten. Herrn N. Kroker, der Betriebsgruppe des Beschleunigers unter der Leitung von Herrn K. Meinel und den Werkstätten des Instituts unter den Herren Meister Kasubek und Rackwitz danke ich für viele technische Unterstützungen.

Allen übrigen Institutsmitgliedern und Kollegen, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, sei hierfür sehr gedankt.

Lebenslauf:

- 8.10.1940 geboren in Köln-Lindenthal als Sohn des Chemikers Dr.-Ing. Hermann Nann und seiner Ehefrau Kroline Nann, geb. Wohlfarth.
- Okt. 1946 bis April 1951 Besuch der Volksschule: von Okt. 1946 bis März 1948 in Göggingen, Württ. und von April 1948 bis März 1951 in Horrem, Bez. Köln.
- 1951 bis 1960 Humanistisches Gymnasium: von April 1951 bis Juni 1951 Besuch des Staatl. Dreikönigsgymnasiums in Köln, von Juli 1951 bis März 1960 Besuch des Heinrich-von-Gagern-Gymnasiums zu Frankfurt/Main.
- 8.3.1960 Abitur am Heinrich-von-Gagern-Gymnasium
- SS 1960 bis WS 1966/67 Studium der Physik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität zu Frankfurt am Main:
10.5.1962: Diplomvorprüfung
25.2.1965: Diplomhauptprüfung, Thema der Diplomarbeit, die am Institut für Kernphysik unter Leitung von E. Schopper durchgeführt wurde: Untersuchung der Compoundkernniveaus von ^{41}Sc mit der Reaktion $^{40}\text{Ca}(p,p')^{40}\text{Ca}$. Herstellung und Wirkungsweise von Oberflächen-Sperrschichtzählern.
Seit 1.1.1965 wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Kernphysik in Frankfurt am Main.

Meine akademischen Lehrer waren:

R. Baer, F. Beck, E.-A. Behrens, M. Czerny, H. Dänzer,
W. Franz, R. Moufang, A. Münster, H.A. Müser, P. Royen,
E. Schopper, H. Steinwedel, G. Süßmann, Th. Wieland

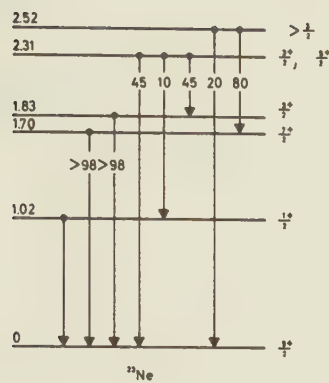


Abb. 1 Niveauschema und γ -Übergänge von ^{23}Ne

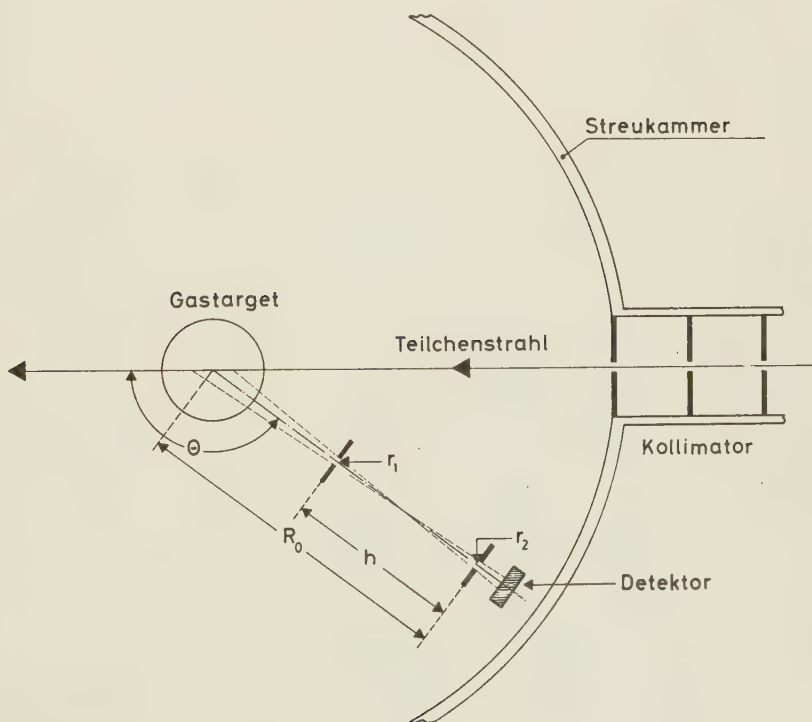


Abb. 2 Querschnitt durch die Streukammer

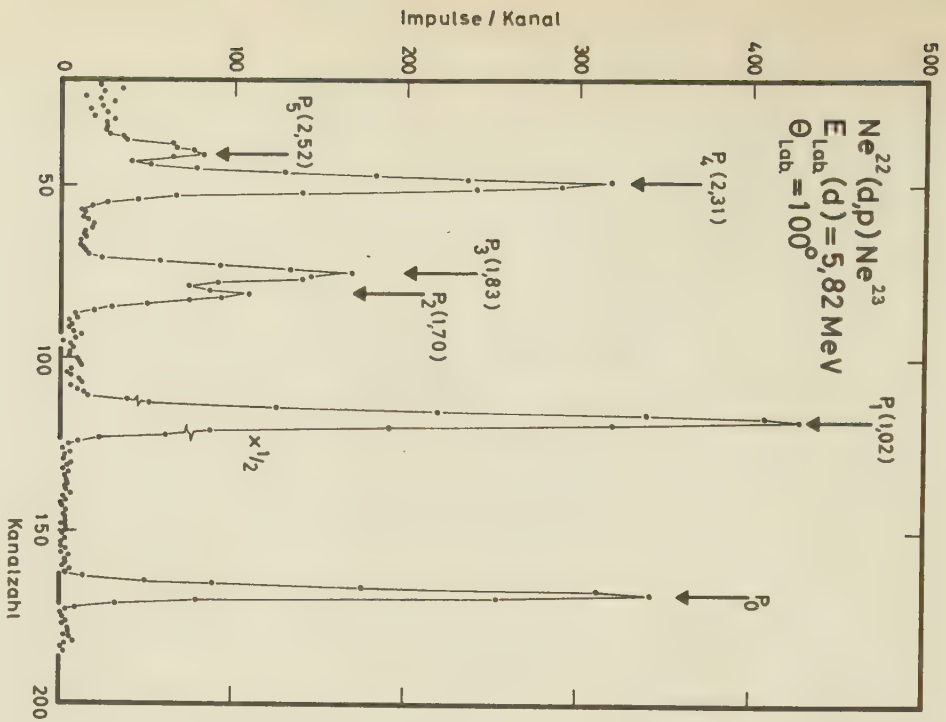


Abb. 3 Protonenspektrum

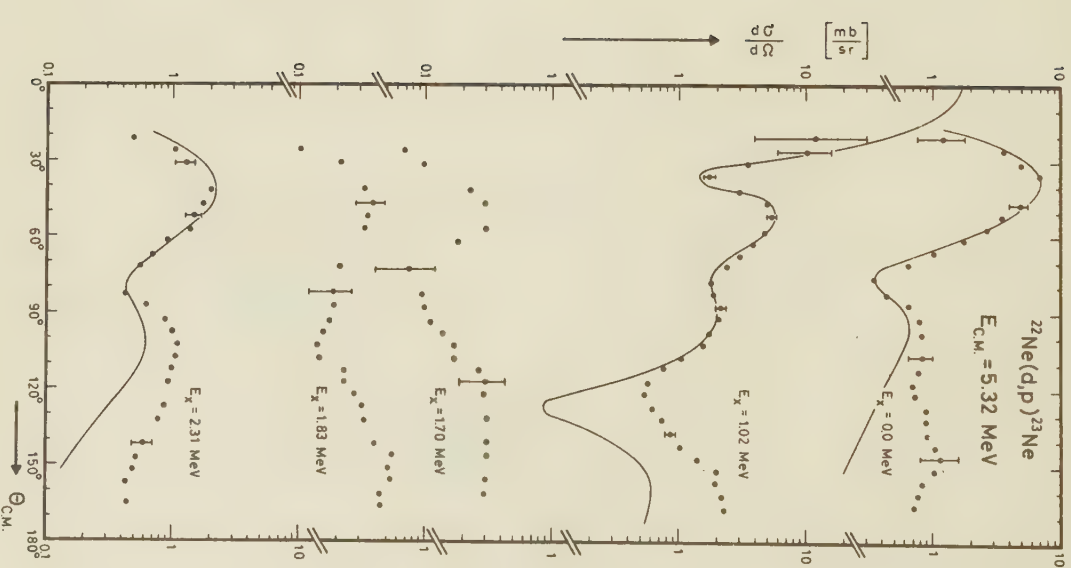


Abb. 4 Winkelverteilungen mit DWBA-Kurven

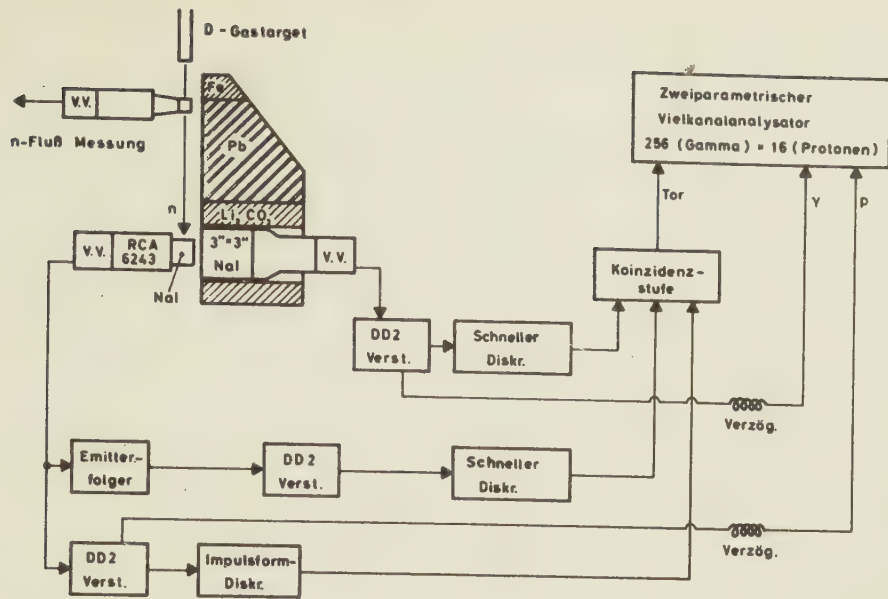


Abb. 5 Versuchsaufbau und Blockschaltbild der Elektronik zur Messung der $(n, p\gamma)$ -Koinzidenzspektren

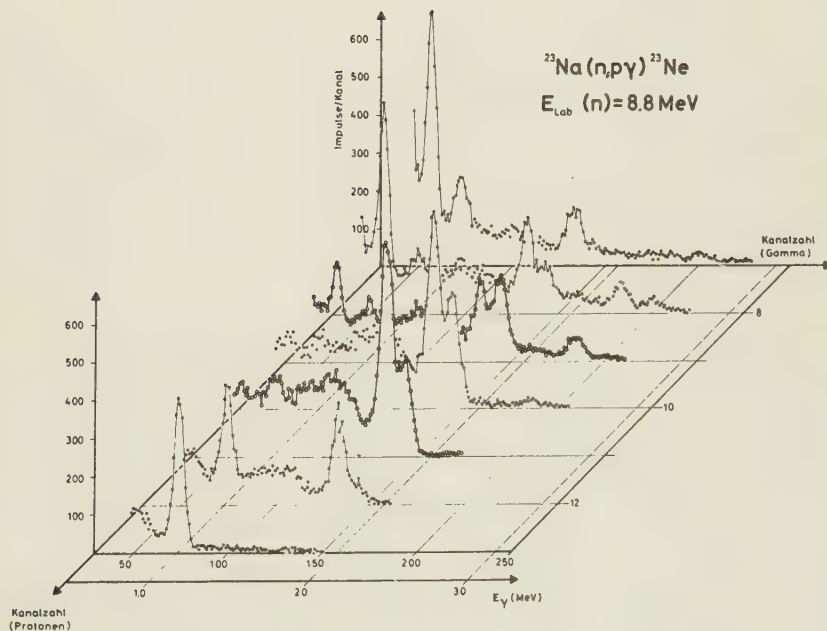


Abb. 6 Zweiparameter-Spektrum der Reaktionen $^{23}\text{Na}(n, p\gamma)^{23}\text{Ne}$ und $^{23}\text{Na}(n, \alpha\gamma)^{20}\text{F}$

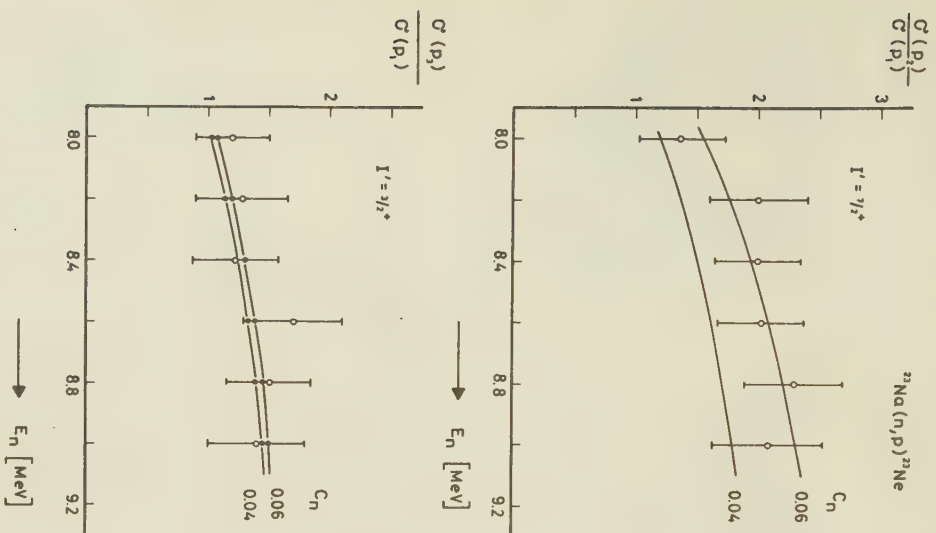


Abb. 7 Bestimmung der Spinabschneidekonstanten C

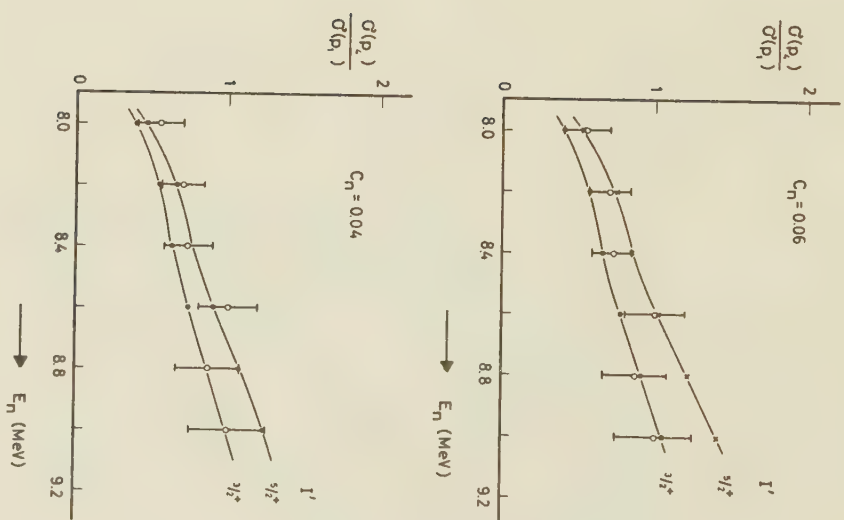


Abb. 8 Hauser-Feshbach-Analyse von $^{23}\text{Na}(n,p_4)^{23}\text{Ne}$

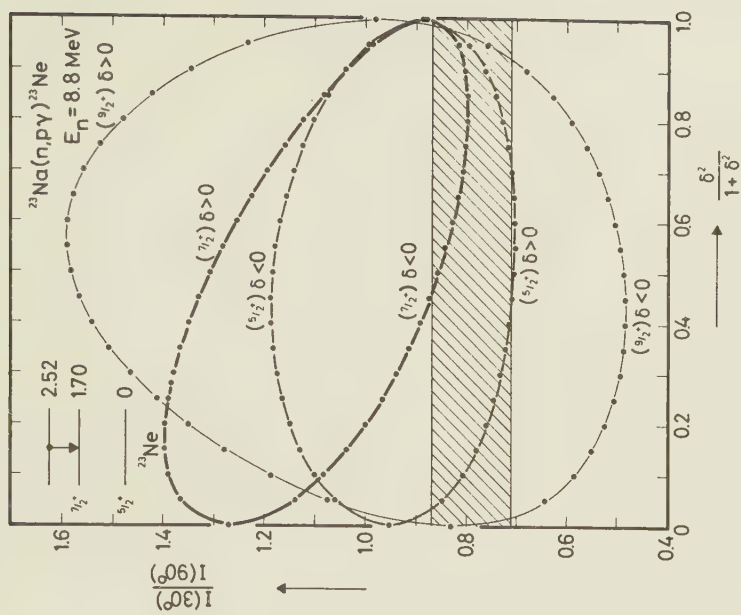
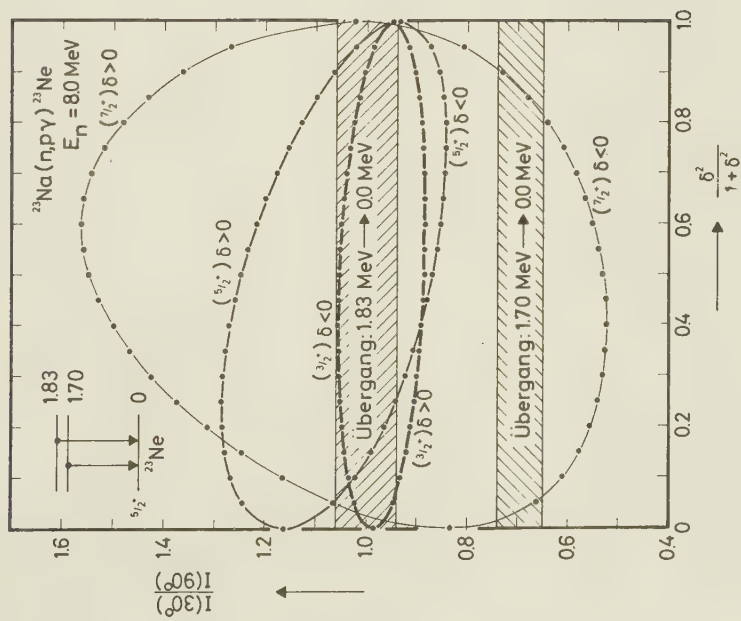


Abb. 9 Analyse der γ -Anisotropien beim γ -Zerfall von ^{23}Ne

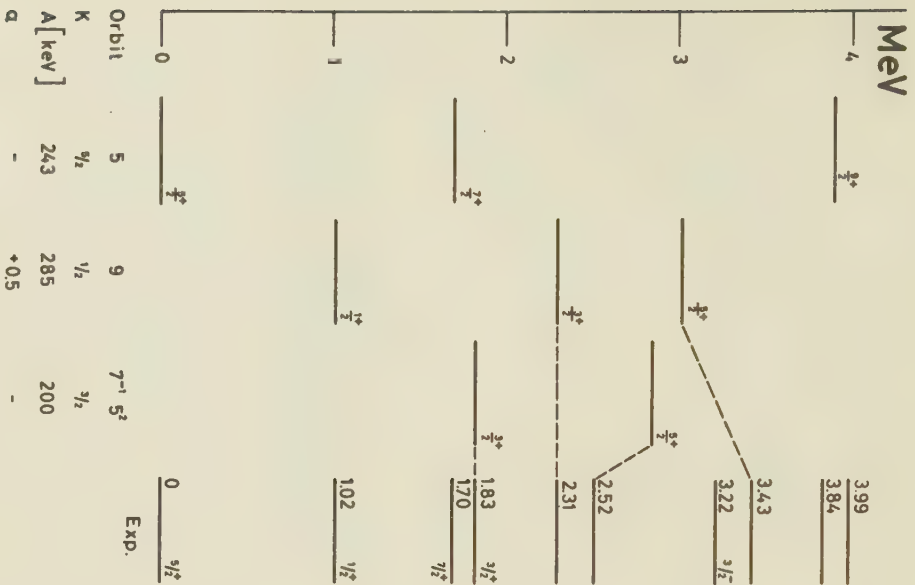


Abb. 10 Interpretation von ^{23}Ne nach dem Nilsson-Modell

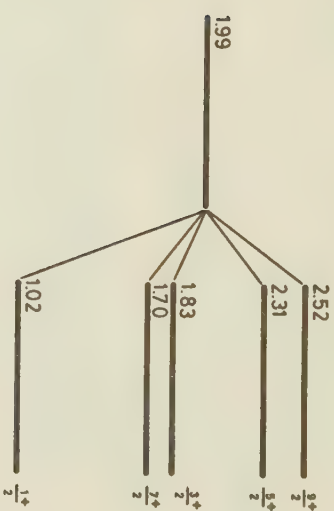


Abb. 11

Interpretation von ^{23}Ne nach dem "Excited-Core"-Modell

